N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
AO 2015

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Joseph MORGENSTERN

PREMIERE THESE

Analyse des paramètres de résonances du cobalt et du manganèse, induites par des neutrons d'énergie inférieure à 120 keV

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

08 FEV. 1968

Soutenues le devant la Commission d'examen

Mme	P. BENOIST-GUEUTAL	Présidente
MM.	P. LEHMANN	Examinateurs
	F. NETTER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

2.A.1:
2.C

Nuclear Physics **A102** (1967) 602—624; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

ANALYSE DES PARAMÈTRES DE RÉSONANCES DU COBALT ET DU MANGANÈSE, INDUITES PAR DES NEUTRONS D'ÉNERGIE INFÉRIEURE À 120 keV

J. MORGENSTERN †, S. DE BARROS ††, A. BLOCH, P. L. CHEVILLON, V. D. HUYNH, H. E. JACKSON †††, J. JULIEN, C. LOPATA et C. SAMOUR
Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, Saclay

Reçu le 30 mars 1967

Abstract: The total neutron cross sections of ^{55}Mn and ^{59}Co have been measured up to energies respectively equal to 80 keV and 500 keV. Experimental data were fitted with multi-level formulae by shape analysis; resonance parameters are given for ^{55}Mn up to 80 keV and for ^{59}Co up to 120 keV. For ^{55}Mn, the s-wave strength function S_0 is found to be equal to $(4.08^{+1.0}_{-0.7}) \cdot 10^{-4}$ eV$^{-\frac{1}{2}}$ and the potential scattering length R' is found to be equal to 3.6 ± 0.4 fm. For ^{59}Co, $S_0 = (3.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}$ eV$^{-\frac{1}{2}}$, $R' = 5.4 \pm 0.5$ fm; in this nucleus intermediate structure is observed.

E NUCLEAR REACTIONS ^{59}Co(n), $E \leqq 500$ keV; ^{55}Mn(n), $E \leqq 80$ keV, measured $\sigma_{nT}(E)$; deduced resonance parameters, strength functions, potential scattering lengths. ^{59}Co intermediate structure observed.

1. Introduction

Une des quantités intéressantes à déterminer dans les expériences de neutrons de basse énergie est la fonction densité S_{lJ} qui est définie comme étant égale à $\langle \Gamma^{(l)}_{nJ} \rangle / \langle D_J(l) \rangle$ où $\langle \Gamma^{(l)}_{nJ} \rangle$ et $\langle D^{(l)}_J \rangle$ sont respectivement les valeurs moyennes des largeurs réduites et des espacements, des résonances de spin J induites par des neutrons de moment orbital l.

Une méthode consiste à mesurer les transmissions moyennes d'échantillons d'épaisseurs différentes, et les valeurs des fonctions densités et des sections efficaces potentielles correspondant aux différentes valeurs de l sont considérées comme paramètres ajustables dans l'adaptation des données expérimentales.

Une autre méthode consiste à analyser les résonances individuelles, à identifier leur moment orbital et leur spin, et à calculer directement les moyennes nécessaires. Cette dernière méthode à l'avantage d'être plus directe et de ne nécessiter aucune hypothèse sur la dépendence de la fonction densité ou des espacements moyens entre résonances, suivant la valeur de spin; on peut même étudier cette dépendance. Cette

† Cet article est une partie du travail présenté par J. Morgenstern pour la soutenance d'une Thèse de Doctorat d'Etat.
†† Adresse permanente: Centro Brasiliero de Pesquisas Fisicas, Rio de Janeiro.
††† Adresse permanente: Argonne National Laboratory, Illinois, USA.

méthode nécessite cependant l'analyse d'un nombre de résonances suffisant pour avoir une précision d'échantillonnage suffisante. Il faut, par exemple, analyser 50 résonances pour avoir une précision de 20 %. Nous avons employé cette dernière méthode dans le travail que nous présentons ici.

2. Conditions expérimentales

Le faisceau de neutrons pulsé disponible auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay (45 MeV) permet l'étude par temps-de-vol de la section efficace totale en fonction de l'énergie des neutrons. Dans ces expériences, nous avons utilisé deux bases de temps-de-vol: une de 103 m et l'autre de 199.3 m. Les neutrons se propagent dans un tuyau à vide obturé par des flaques de différents matériaux. Pour les études au-dessous de 30 keV, nous utilisons des flasques en aluminium pur; dans cet intervalle, l'aluminium ne présente qu'une seule résonance à 5.90 keV. Entre 30 keV et 80 keV nous utilisons des flasques en alliage GA3Z1 qui contient 96 % de magnésium, 3 % d'aluminium et 1 % de zinc; la résonance à 35 keV de l'aluminium n'est pas gênante car elle est très large par rapport à notre résolution et son effet est éliminé lorsqu'on divise le spectre avec écran par le spectre sans écran.

Au-dessus de 80 keV, nous utilisons des flasques en matière plastique et dans ce cas la première résonance rencontrée est la résonance de l'oxygène à 442 keV.

2.1. DISPOSITIF DE DÉTECTION

Le détecteur se compose d'une boîte remplie de ^{10}B de dimensions $45 \times 16 \times 3$ cm^3, située perpendiculairement au faisceau et entourée de 8 cristaux carrés de NaI couplés à des photomultiplicateurs EMI et 54 AVP.

Les neutrons étaient produits par réactions photonucléaires des rayons γ de freinage dans une cible d'uranium naturel, et ralentis dans un échantillon de polyéthylène.

La largeur en temps à mi-hauteur des impulsions de neutrons avant ralentissement était de 20 ns pour les expériences faites à 103 m et de 30 ns pour celles faites à 199.3 m. L'analyseur de temps de 65536 canaux de largeurs variables dit "accordéon", fabriqué par la Société Intertechnique, avait une largeur minimale de canal égale à 10 ns. Il était associé à des blocs mémoire à ferrites de 4096 canaux.

Nous avons utilisé souvent, dans ces expériences, deux de ces blocs en série pour disposer de 8192 canaux.

2.2. ÉTUDE DE LA RÉSOLUTION

Pour détecter les neutrons avec une bonne définition en temps, on recueille deux impulsions sur chaque photomultiplicateur: Une impulsion sur la dernière dynode qui permet la sélection en amplitude dans un sélecteur à un canal, du rayon γ de 478 keV de désexcitation de ^7Li, et une impulsion sur l'anode qui, après passage dans un amplificateur rapide, est saturée avec un temps de montée de 10 ns. On fait ensuite une coïncidence entre ces deux impulsions pour ne retenir de la voie rapide que les informations se trouvant dans la bande d'exploration du sélecteur à 1 canal.

La fig. 1 montre un schéma du dispositif employé. La résolution en temps de l'ensemble photomultiplicateurs et électronique a été mesurée à l'aide d'une source de ^{22}Na fournissant deux rayons γ de 511 keV (dus à l'annihilation du rayonnement β^+ émis); un rayon γ était détecté par le détecteur étudié, l'autre rayon γ était détecté par un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur rapide 56 AVP qui dé-

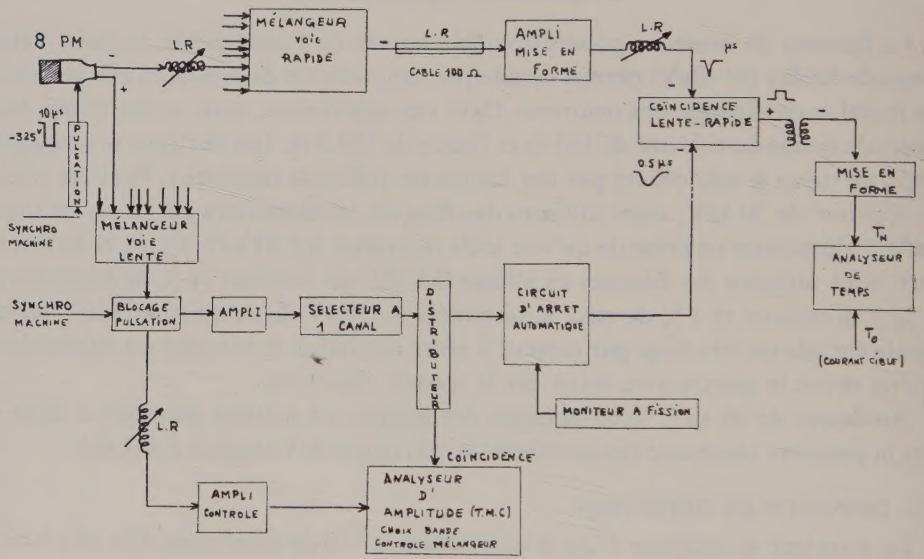

Fig. 1. Schéma du dispositif électronique.

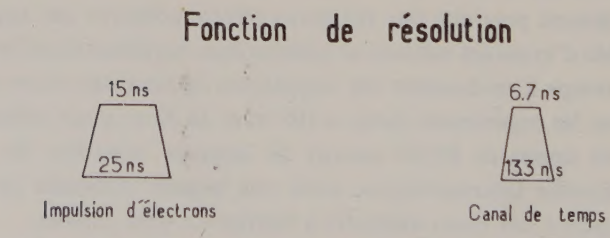

Fig. 2. Fonction de résolution. Résolution électronique: largeur à mi-hauteur: 12 ns. Résolution due au ralentisseur: largeur à mi-hauteur: 8 ns (pour des neutrons de 60 keV). Incertitude sur la longueur de la base de vol: 7 ns (pour des neutrons de 60 keV). Incertitude due à la diffusion multiple dans le détecteur de ^{10}B: largeur à mi-hauteur: 26 ns.

clenchait un convertisseur rapide temps-amplitude analysant les impulsions reçues du premier détecteur. La courbe de réponse était une gaussienne de largeur 12 ns à mi-hauteur. Les autres facteurs qui interviennent dans la résolution, sont la dispersion des temps de ralentissement des neutrons dans le polyéthylène et la diffusion multiple des neutrons dans ^{10}B avant l'absorption. La fig. 2 représente les diverses composantes de la résolution.

L'effet de diffusion multiple n'a pas été calculé mais déterminé expérimentalement. La fig. 3 montre la comparaison de la courbe expérimentale et de la courbe calculée pour une résonance du cobalt située à 106 keV, d'abord en négligeant cet effet et en-

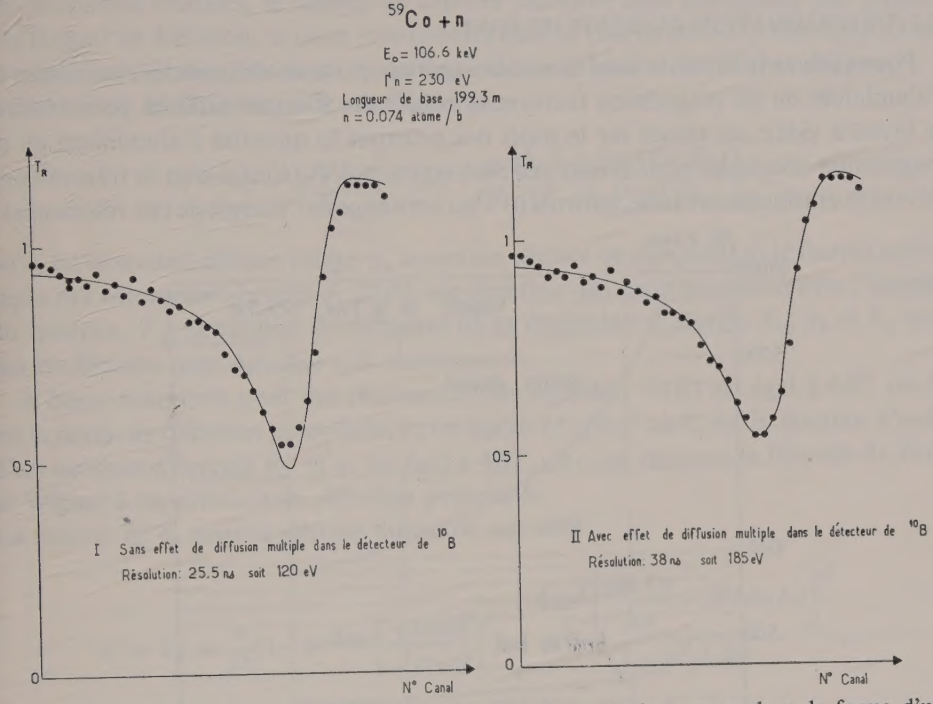

Fig. 3. Détermination expérimentale de la fonction de résolution par analyse de forme d'une résonance.

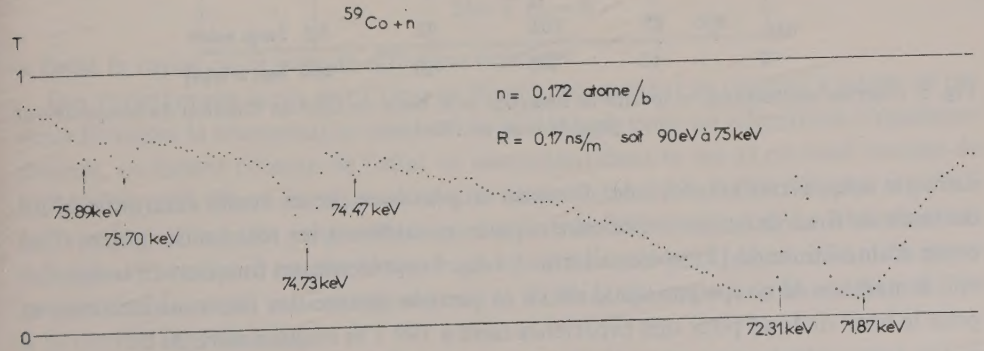

Fig. 4. Exemple de courbe de transmission.

suite sans le négliger. Dans les deux cas, les aires des courbes calculées sont égales à l'aire de la courbe expérimentale; ceci assure que la largeur de la résonance a la valeur correcte.

On trouve finalement que la résolution totale est égale à 38 ns soit 0.19 ns par mètre pour les expériences faites à 199.3 m. La fig. 4 montre un exemple de courbe de transmission obtenue avec cette résolution.

2.3. DÉTERMINATION DU BRUIT DE FOND

Pour évaluer le bruit de fond dans ces expériences, nous utilisons les résonances de l'aluminium ou du magnésium (suivant la nature des flasques utilisées pour obturer le tuyau à vide); on ajoute sur le trajet des neutrons la quantité d'aluminium ou de magnésium nécessaire pour rendre ces résonances noires (c'est-à-dire la transmission devenant pratiquement nulle, environ 10^{-3} au voisinage de l'énergie de ces résonances).

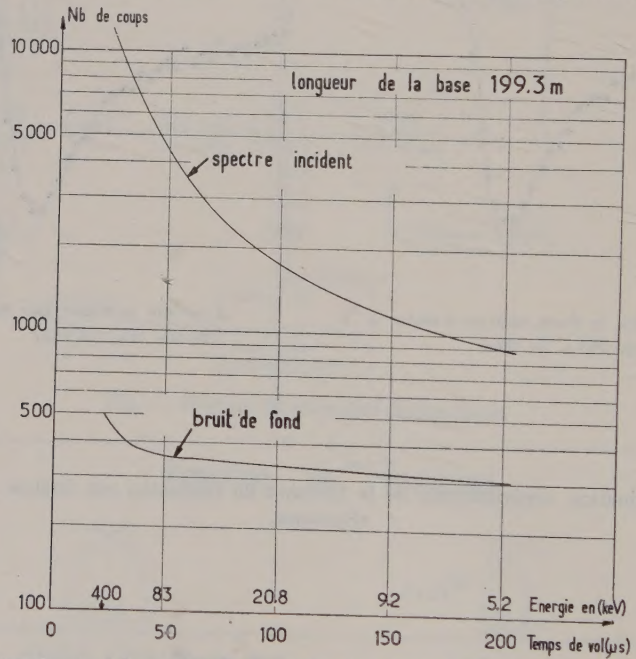

Fig. 5. Courbes représentant le spectre de neutrons et le bruit de fond en fonction du temps-de-vol pour la base de 199.3 m.

Lorsque nous avons employé des flasques en plastique, nous avons déterminé la loi du bruit de fond dans une expérience séparée en utilisant les résonances noires d'un écran d'aluminium de 15 cm d'épaisseur. La fig. 5 représente, en fonction du temps-de-vol, le nombre de coups par canal de 10 ns pour le spectre des neutrons incidents et pour le bruit de fond pour une expérience faite à 199.3 m et qui a duré 20 h.

3. Analyse des expériences

Dans le domaine d'énergie couvert par ces expériences, les résonances induites par des neutrons s ont des largeurs qui ne sont pas toujours petites par rapport à leurs

espacements; cela nécessite d'utiliser une formule à plusieurs niveaux pour analyser les données expérimentales. Nous avons utilisé les formalismes (i) de Humblet et Rosenfeld [1]), (ii) de la matrice dérivée [2]). Il faut d'abord remarquer que, pour toutes les résonances étudiées, la largeur de capture radiative était négligeable par rapport à la largeur de diffusion; la seule voie ouverte était la voie de diffusion élastique. Dans ce cas-là les équations donnant la section efficace prennant des formes simples.

La théorie de Humblet et Rosenfeld donne

$$\sigma_t = \sigma_d = \pi \sum_J g_J \left[C(E) + \sum_\lambda \frac{\frac{1}{2} b_\lambda \Gamma_{n\lambda} + a_\lambda (E - E_\lambda)}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{n\lambda}^2} \right]_J ,$$

où σ_t est la section efficace totale, σ_d la section efficace de diffusion, g_J le facteur statistique des résonances de spin J, $C(E)$ une fonction qui varie lentement avec l'énergie du neutron, $\Gamma_{n\lambda}$ la largeur de diffusion de la résolution d'énergie E_λ; a_λ et b_λ sont des coefficients réels attachés à la résonance λ.

A basse énergie et pour des résonances très séparées, $C(E)$ est égal à $4R'^2$ où R' est le rayon de diffusion potentielle, b_λ est égal à $2\Gamma_{n\lambda}/k_\lambda{}^2$ où k_λ est le nombre d'onde d'un neutron d'énergie E_λ, et a_λ est égal à $4R\Gamma_{n\lambda}/k_\lambda$; on retrouve la formule de Breit et Wigner à un niveau avec diffusion potentielle.

La théorie de la matrice dérivée donne de son côté

$$\sigma_t = \sigma_d = \frac{\pi}{k^2} \left| 1 - e^{-2ika} \frac{1 + ika\mathscr{R}}{1 - ika\mathscr{R}} \right|^2 = \frac{4\pi a^2 \left[\frac{\sin ka}{ka} - \mathscr{R} \cos ka \right]^2}{1 + k^2 a^2 \mathscr{R}^2} ,$$

où

$$\mathscr{R} = \frac{1}{2ka} \sum_\lambda \frac{\Gamma_{n\lambda}}{E_\lambda - E} ,$$

a étant le rayon de la voie de diffusion élastique.

Des programmes écrits par Corge et Bianchi permettent de calculer à partir de ces deux formules la transmission en fonction de l'énergie pour un échantillon d'épaisseur donnée, en tenant compte de l'effet de résolution; dans le cas a) on tient compte de l'effet Döppler. (Pour les résonances que nous étudions ici, l'effet Döppler est d'ailleurs négligeable.) Ces programmes permettent de faire le calcul pour 50 résonances à la fois. On compare ensuite la courbe calculée à la courbe expérimentale et les paramètres choisis seront ceux qui fourniront le meilleur ajustement de la courbe calculée à la courbe expérimentale.

Les paramètres obtenus sont E_λ, $\Gamma_{n\lambda}$, g_J et R'. Une question intéressante qui se pose est de savoir si les deux formules employées conduisent à des valeurs de paramètres sensiblement différentes. Pour des résonances éloignées, ces formules se ramènent à la formule de Breit et Wigner à un niveau et donnent évidemment les mêmes résultats.

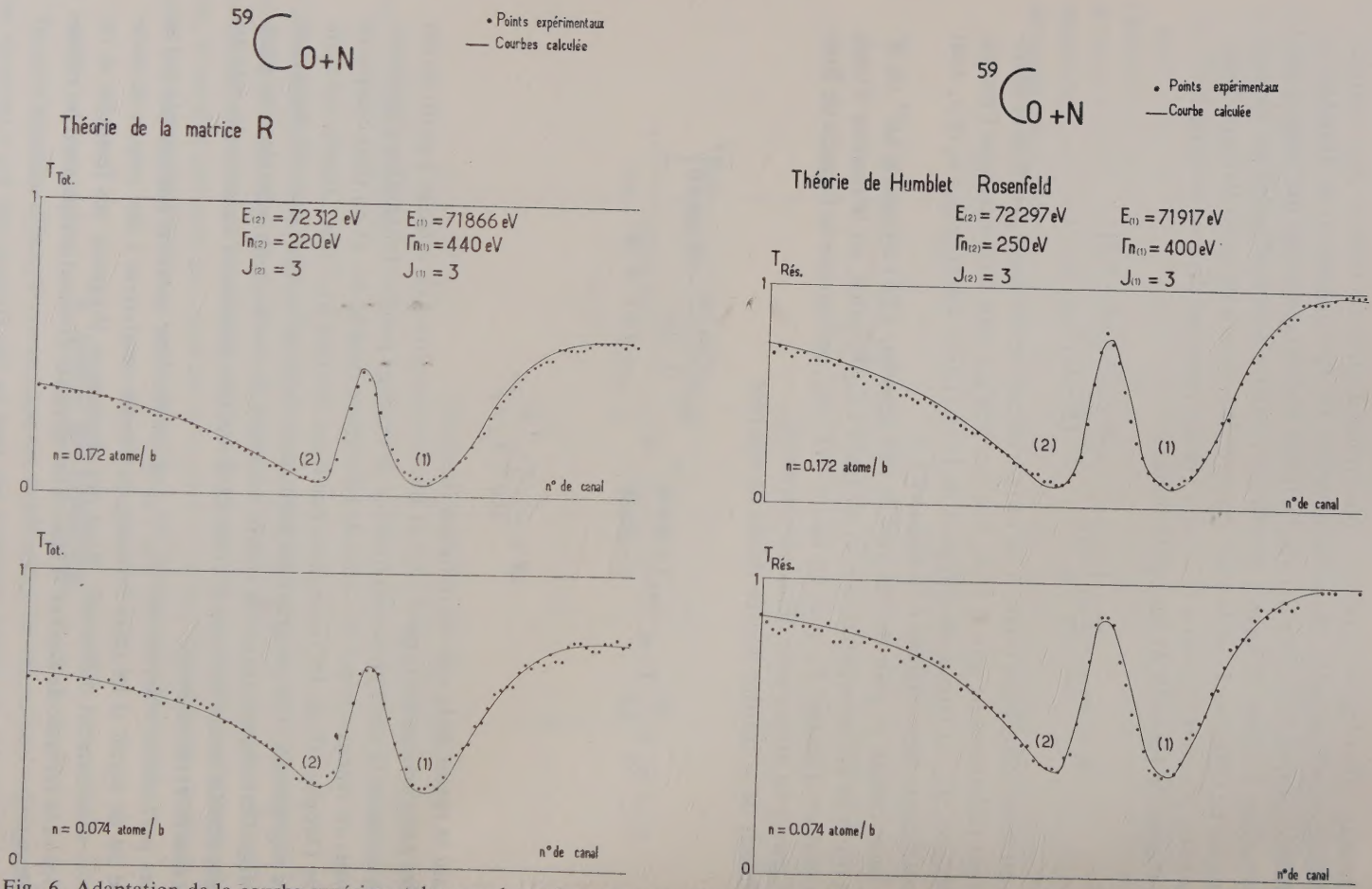

Fig. 6. Adaptation de la courbe expérimentale pour deux résonances de même spin, par la théorie de Humblet et Rosenfeld et par la théorie de la

Que se passe-t-il pour des résonances de même spin rapprochées? Nous avons cherché dans nos données un tel exemple. La fig. 6 montre l'ajustement de deux résonances de spin 3 du cobalt dont la somme des largeurs est plus grande que leur espacement, en utilisant successivement les deux formalismes. On voit que les énergies des résonances sont déplacées La différence d'énergie des deux résonances est égale à 380 eV dans le cas a) et à 446 eV dans le cas b) ce qui représente un déplacement de 2.5 canaux de 10 ns à l'énergie de ces résonances; les largeurs sont aussi légèrement différentes mais ces différences sont de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale.

Cet exemple représentant le cas extrême rencontré dans notre analyse, on peut dire, en conclusion, qu'il n'y a pas de différence notable à employer l'une ou l'autre formule dans ce type d'expériences.

Pour les petites résonances qui peuvent être p, nous avons utilisé la formule de Breit et Wigner à un niveau (ce qui est justifié car leurs espacements sont beaucoup plus grands que leurs largeurs). Pour essayer d'identifier ces résonances p, nous avons utilisé le fait que, dans le domaine d'énergie analysé, la section efficace potentielle est très faible pour les ondes p, par suite l'interférence entre les diffusions potentielle et résonante est faible et conduit à une courbe de transmission symétrique (contrairement aux résonances s).

4. Résultats expérimentaux

4.1. COBALT

Le cobalt a été étudié de 0 à 400 keV. Les paramètres des résonances jusqu'à 30 keV ont été publiés [3]). Au-dessus de cette énergie, nous avons fait des expériences avec une base de temps-de-vol de 103 m avec une résolution de 0.30 ns/m et une base de temps-de-vol de 199.3 m avec une résolution de 0.19 ns/m. Pour ces dernières expériences nous avons utilisé deux épaisseurs d'écran: $n = 0.172$ atome/b et $n = 0.074$ atome/b.

Les paramètres des résonances jusqu'à 77 keV, déterminés à partir des mesures faites à 103 m, ont été présentés à la Conférence d'Anvers [4]).

Les mesures ont été poussées jusqu'à 400 keV avec la base de 199.3 m. La fig. 7 montre la courbe de transmission obtenue dans ces conditions. (Ici on a corrigé du bruit de fond et fait la division du spectre avec écran par le spectre sans écran.)

La fig. 8 présente le nombre de niveaux détectés jusqu'à une énergie donnée; on voit, sur cette figure, que l'on commence à perdre des niveaux de façon notable à partir de 120 keV environ; au-dessous de cette énergie, la densité des niveaux est à peu près constante. Nous avons analysé les résonances jusqu'à 120 keV à partir des mesures faites à 199.3 m; le tableau 1 présente les résultats obtenus; jusqu'à 77 keV, ils confirment en général ceux obtenus à 103 m; cependant nous trouvons quelques changements.

La résonance de spin 3 située à 56.24 keV apparaît comme étant un doublet; une composante principale à 56.23 keV a un spin égal à 3 et une composante plus petite située à 56.45 keV a un spin différent.

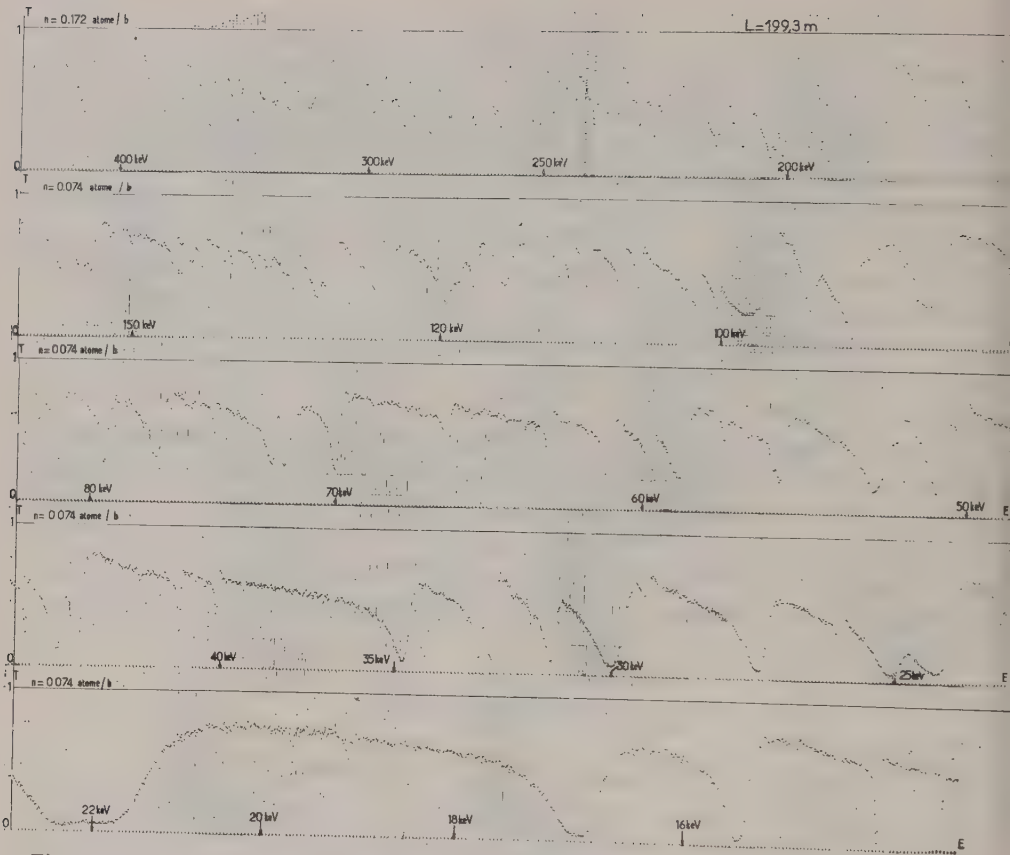

Fig. 7. Courbe représentant la transmission de différents échantillons de cobalt, en fonction de l'énergie des neutrons.

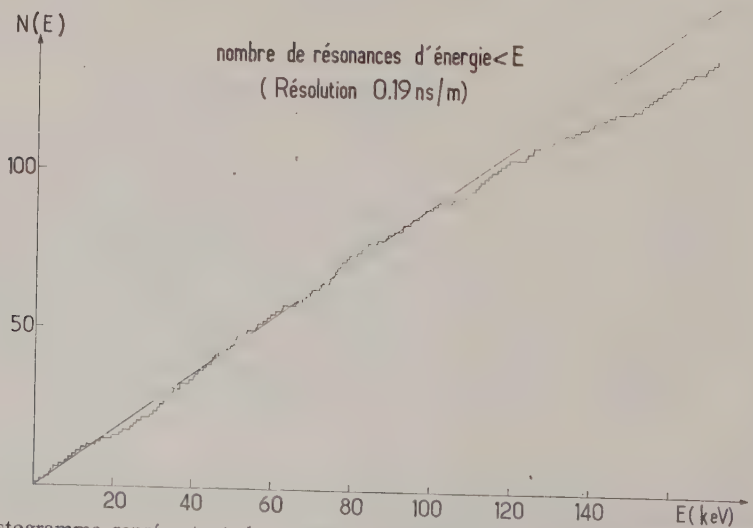

Fig. 8. Histogramme représentant de nombre de résonances du cobalt détectées en fonction de l'énergie des neutrons.

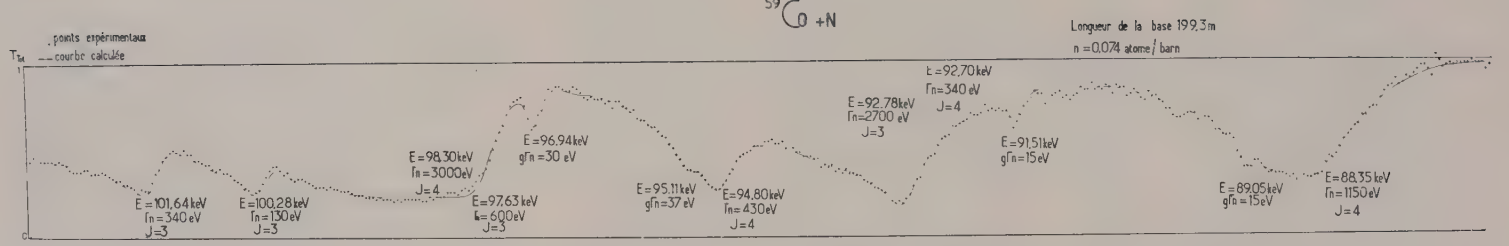

Fig. 9. Exemple d'adaptation de la courbe calculée avec une formule à plusieurs niveaux, aux points expérimentaux répresentant la transmission d'un écran de cobalt.

Nous trouvons des paramètres assez différents pour le doublet situé à 71.7 keV et 72.3 keV; le spin de la résonance à 72.3 keV apparaît égal à 3 et non à 4; dans les mesures faites à 103 m nous avons utilisé des flasques en magnésium pour le tuyau à vide et la résonance située à 84 keV a pu apporter une perturbation; pour les mesures faites à 199.3 m les flasques étaient en plastique et cet inconvénient n'existait pas.

D'autre part, nous détectons quelques nouvelles petites résonances grâce à la résolution accrue et à l'emploi d'un écran plus épais. Ces résonances sont marquées d'une croix dans le tableau 1.

La fig. 9 montre l'ajustement de la courbe calculée à partir d'une formule à plusieurs niveaux avec les valeurs des paramètres de résonances du tableau 1, aux points expérimentaux, pour le domaine d'énergie compris entre 87 et 102 keV.

4.1.1. *Détermination de la fonction densité.* La fonction densité S_{0J} pour des résonances de spin J induites par des neutrons s est égale à $\langle \Gamma^0_{nJ} \rangle / \langle D_J \rangle$.

Lorsque l'attribution de spin n'a pas été faite, on prend pour valeur de S_0 la quantité $\langle g\Gamma^0_n \rangle / \langle D \rangle$, où D est l'espacement de deux résonances de spin quelconque. Si les fonctions densité correspondant aux deux états de spin sont égales, on retrouve la même valeur avec cette définition et, si elles sont différentes, on trouve une moyenne pondérée des facteurs statistiques des deux états de spin. Si l'on porte la quantité $\sum_0^E \Gamma^0_n$ en fonction de l'énergie E, la fonction densité sera donnée par la pente de la courbe ainsi obtenue.

La fig. 10 représente $\sum_0^E \Gamma^0_n$ pour les deux états de spin. On voit que la pente des deux courbes varie, et de la même façon; on peut distinguer trois régions de pentes différentes: 0-35 keV, 35-85 keV, 85-120 keV, ceci se voit encore plus nettement sur la fig. 11 qui représente la variation de $\sum_0^E g\Gamma^0_n$ correspondant au mélange des deux états de spin.

On trouve [5])

$$S_0 \text{ (0- 35 keV)} = (4.2^{+1.9}_{-1.0}) \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}} \text{ pour 19 résonances,}$$

$$S_0 \text{ (35- 85 keV)} = (2.0^{+0.7}_{-0.4}) \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}} \text{ pour 27 résonances,}$$

$$S_0 \text{ (85-120 keV)} = (5.9^{+2.7}_{-1.4}) \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}} \text{ pour 19 résonances.}$$

Les erreurs sont calculées en supposant que, dans chaque intervalle d'énergie considéré, les largeurs réduites de diffusion suivent une loi en χ^2 à un degré de liberté, et les espacements une loi de Wigner. Ces variations de S_0 sont dues à des variations de la largeur des résonances et non de leur densité qui est sensiblement constante comme nous le voyons sur la fig. 8. Elles correspondent sans doute à des structures intermédiaires entre les états à une particule dans un potentiel et les états complexes correspondant aux résonances individuelles.

Pour comparer la valeur expérimentale de la fonction densité à des calculs de modèle optique, il faut faire un moyenne sur un intervalle d'énergie grand par rapport à l'espacement de ces états intermédiaires. Ici, la moyenne a été faite sur tout le do-

TABLEAU 1

$^{59}Co+n$

E_0(keV)	J	l	$g\Gamma_n$(eV)	Γ_n(eV)	$g\Gamma_n^0$(eV$^{\frac{1}{2}}$)	Γ_n^0(eV$^{\frac{1}{2}}$)
0.132	4	0	2.88 ± 0.04	5.13	0.250	0.445
1.38						
2.85						
3.98			0.06 ± 0.04		0.001	
4.32	4	0	59 ± 5	105	0.90	1.60
5.00	3	0	290 ± 14	660	4.10	9.36
6.38			0.95 ± 0.30		0.012	
8.05	3	0	16.6 ± 1.2	38	0.185	0.423
8.75			0.36 ± 0.20		0.004	
9.69			1.05 ± 0.20		0.011	
10.70	4	0	36.5 ± 4	65	0.353	0.628
11.86			1.1 ± 0.30		0.010	
13.28	4	0	11.2 ± 1.5	20	0.097	0.172
15.65	3	0	30.7 ± 4	70	0.245	0.560
16.93	4	0	94.5 ± 7	168	0.728	1.30
19.75			1.15 ± 0.4		0.008	
21.94	3	0	306 ± 20	700	2.06	4.71
22.53	4	0	152 ± 16	270	1.01	1.80
24.44	3	0	145 ± 16	330	0.93	2.12
25.16	4	0	101 ± 20	180	0.64	1.12
25.95	4	0	11.2 ± 3	20	0.07	0.125
27.35	4	0	95.5 ± 10	170	0.58	1.03
29.43			5.0 ± 1		0.03	
30.10	4	0	180 ± 20	320	1.04	1.85
31.31	3	0	65.6 ± 10	150	0.37	0.85
31.76			4.25 ± 1.2		0.024	
32.67	3	0	57 ± 6	130	0.315	0.720
32.97	4	0	22.5 ± 4	40	0.124	0.220
34.51			2.5 ± 1		0.013	
34.82	4	0	141 ± 14	250	0.755	1.34
35.42			2.2 ± 1		0.012	
36.75		(1)	9.5 ± 2		0.050	
36.96 [a]						
39.33 [a]						
40.23		0	10 ± 2		0.050	
40.61			1.5 ± 1		0.007	
41.43		0	17 ± 3		0.08	
42.75 [a]			1.2 ± 0.5		0.006	
43.62			1.2 ± 0.5		0.006	
45.02	[3 / 4 ou / 3]	[4 / 3 / 4]	0	[21.9 / 157 / 135] ou [33.7 / 144.5 / 135]	[50 / 280 / 310] ou [60 / 330 / 240]	[0.10 / 0.74 / 0.63] ou [0.16 / 0.68 / 0.63]	[0.23 / 1.32 / 1.44] ou [0.32 / 1.55 / 1.12]
45.04			0				
45.83			0				
46.63		(0)					
47.12	4	0	22.5 ± 4	40	0.10	0.18
49.46 [a]						
50.31	3	0	43.8 ± 7	100	0.20	0.46
50.68 [a]						
51.26	4	0	270 ± 20	480	1.19	2.12
52.85	4	0	29.2 ± 4	52	0.13	0.23
53.83	3	0	219 ± 15	500	0.95	2.16
56.23	3	0	70 ± 10	160	0.30	0.68
56.45 [a]			7.5 ± 3		0.03	
57.74		(1)	10 ± 2		0.04	
58.94	3	0	149 ± 16	340	0.62	1.40

TABLEAU 1
(continué)

E_0(keV)	J	l	$g\Gamma_n$(eV)	Γ_n(eV)	$g\Gamma_n^0$(eV$^{\frac{1}{2}}$)	Γ_n^0(eV$^{\frac{1}{2}}$)
59.76	4	0	56 ± 9	100	0.23	0.41
61.08		0	40 ± 8		0.16	
62.43 [a])						
62.80		0	22 ± 8		0.09	
66.04		0	38 ± 7		0.15	
67.66 [a])						
68.59						
69.51			11 ± 4		0.04	
69.96	4	0	118 ± 12	210	0.45	0.80
71.87	3	0	192 ± 20	440	0.72	1.65
72.31	3	0	96 ± 15	220	0.36	0.82
74.47 [a])			2 ± 1.5		0.007	
74.73		0	20 ± 6		0.07	
75.70 [a])			5 ± 2		0.02	
75.89 [a])			5 ± 2		0.02	
76.53 [a])			9 ± 4		0.03	
77.00	3	0	175 ± 20	400	0.63	1.44
77.72			5 ± 3		0.02	
78.78			5 ± 3		0.02	
79.39	4	0	140 ± 25	250	0.50	0.89
81.46	4	0	129 ± 25	230	0.45	0.81
82.46			25 ± 8		0.09	
83.14	3	0	96 ± 25	220	0.33	0.76
84.06	4	0	169 ± 25	300	0.58	1.03
86.29			10 ± 5		0.03	
88.35	4	0	650 ± 70	1150	2.19	3.87
89.05			15 ± 8		0.05	
91.51			15 ± 8		0.05	
92.70	4	0	190 ± 35	340	0.63	1.11
92.78	3	0	1180 ± 90	2700	3.90	8.90
94.80	4	0	240 ± 35	430	0.78	1.40
95.11	(3)	(0)	37 ± 7	85	0.12	0.28
96.94			30 ± 7		0.10	
97.63	(3)	(0)	260 ± 90	600	0.84	1.92
98.30	4	0	1680 ±230	3000	5.37	9.57
100.28	3	0	57 ± 10	130	0.18	0.41
101.64	3	0	150 ± 25	340	0.46	1.06
105.33	3	0	110 ± 20	250	0.34	0.77
106.63	4	0	129 ± 25	230	0.38	0.67
108.83		0	110 ± 20		0.33	
110.05		0	80 ± 15		0.24	
110.95			40 ± 12		0.12	
111.40			10 ± 5		0.03	
112.12		0	62 ± 10		0.18	
113.21		0	75 ± 15		0.22	
114.11			8 ± 5		0.02	
114.87	3	0	530 ± 70	1200	1 55	3.54
116.44			50 ± 20		0.15	
117.26	4	0	340 ± 70	600	0.98	1.75
118.63	(3)	0	610 ±110	1400	1.80	4.10
119.40	(4)	0	230 ± 50	430	0.67	1.25

[a]) Les paramètres de cette résonance sont ceux de l'équipe de Brookhaven [9]).

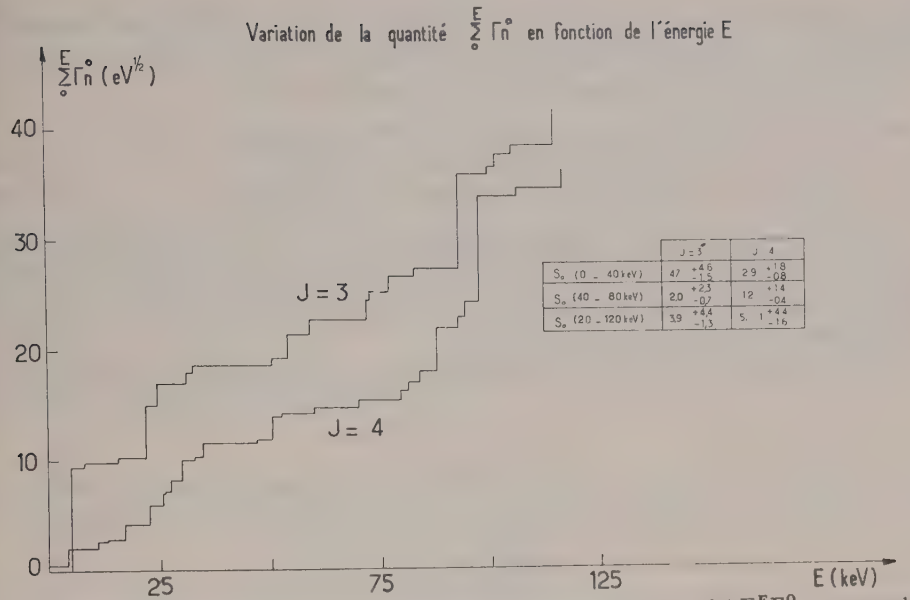

Fig. 10. Histogramme représentant, pour les resonances du cobalt, la quantité $\Sigma_0^E \Gamma_n^0$ correspondant aux deux états de spin, en fonction de l'énergie E.

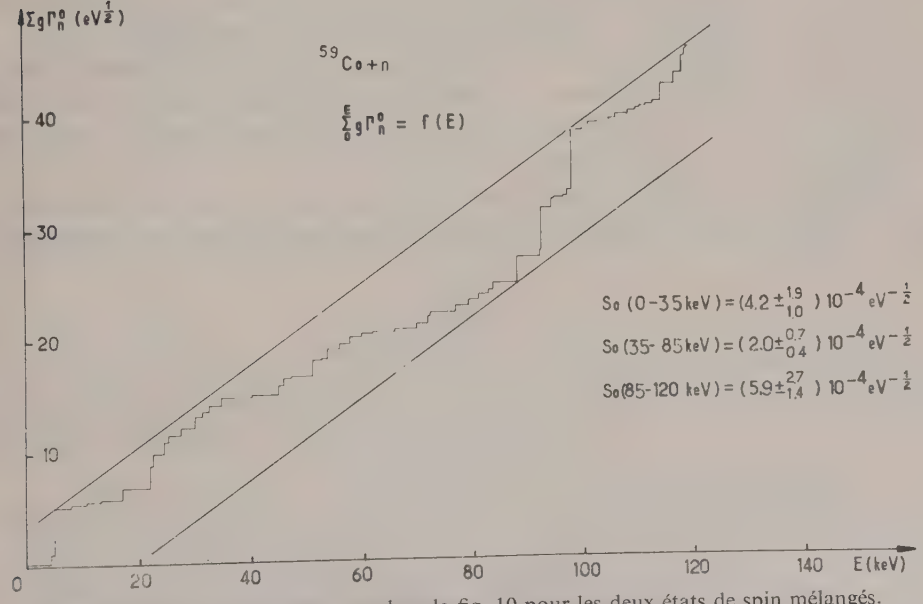

Fig. 11. Même histogramme que dans la fig. 10 pour les deux états de spin mélangés.

maine d'analyse, c'est-à-dire entre 0 et 120 keV. On trouve $S_0 = (3.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}$ eV$^{-\frac{1}{2}}$. (L'erreur donnée ici est une simple estimation obtenue en prenant l'écart quadratique moyen de la valeur de la fonction densité dans chacun des intervalles d'éner-

gie considérés plus haut par rapport à la valeur moyenne calculée sur tout le domaine d'énergie.)

S_0 a sensiblement la même valeur pour les deux états de spin

$$S_0(J = 3) = 3.50 \text{ pour } 19 \text{ résonances},$$

$$S_0(J = 4) = 3.04 \text{ pour } 26 \text{ résonances}.$$

On peut remarquer que le nombre de résonances attribué à chaque état de spin est en accord avec la loi en $2J+1$ pour la densité de niveaux. (Ces valeurs de S_0 sont inférieures à la valeur 3.8 trouvée plus haut car on n'a pas tenu compte ici des résonances s dont le spin n'avait pas été trouvé.)

L'analyse de forme des résonances fournit également la valeur de R'. On trouve:

$$R' = 5.4 \pm 0.5 \text{ fm}.$$

Les valeurs trouvées pour S_0 et pour R', sont en bon accord avec celles obtenues à l'Université de Duke [6]) par la mesure de la section efficace totale moyenne

$$S_0 = (4.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}},$$

$$R' = 5.5 \pm 0.6 \text{ fm}.$$

Nous avons essayé également d'évaluer la valeur de la fonction densité S_1, correspondant aux résonances induites par des neutrons de moment orbital $l = 1$.

Pour cela, on utilise le fait que les résonances sont symétriques comme il a été expliqué au sect. 3. Ces résonances p sont beaucoup moins larges que les résonances s et notre résolution ne permet pas de mettre en évidence de façon certaine ce caractère symétrique.

Nous avons pris toutes les résonances dont le caractère s n'avait pas été établi et nous avons supposé qu'elles étaient p, cela nous fournira une borne supérieure de S_1. Nous avons

$$S_1 = \frac{\sum_{50 \text{ keV}}^{120 \text{ keV}} g\Gamma_n^1}{\langle D^1 \rangle},$$

où

$$g\Gamma_n^1 = \frac{1}{2l+1} \frac{g\Gamma_n}{\sqrt{E_{eV}}} \frac{1}{v_1},$$

v_1 est le facteur de pénétration des ondes p qui est égal à $(kR')^2/[1+(kR')^2]$. Nous trouvons

$$S_1 = \frac{\sum_{50 \text{ keV}}^{120 \text{ keV}} g\Gamma_n^1}{(120-)50 \text{ keV}} = 0.27^{+0.14}_{-0.07} \text{ eV}^{-\frac{1}{2}}.$$

Nous avons pris 50 keV comme borne inférieure pour le calcul de $\langle g\Gamma_n^1 \rangle$ car, au-dessous, la trop faible valeur du facteur de pénétration ne permet pas de détecter les résonances p avec notre résolution expérimentale.

On trouve donc finalement $S_1 < 0.41 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}}$; cette valeur est à rapprocher de la valeur $S_1 < 0.25 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}}$ trouvée par le groupe de Duke [6]).

4.1.2. *Distribution des largeurs de diffusion.* La fig. 12 montre l'histogramme représentant le nombre de résonances ayant une largeur réduite inférieure à une valeur donnée et la courbe correspondant à une distribution en χ^2 à un degré de liberté. On voit que l'accord est bon malgré les variations de fonction densité en fonction de l'énergie. D'autre part, il n'y a pas un manque de petits niveaux, bien qu'avec notre résolution il devrait manquer 15 % de niveaux environ si la loi de distribution est une loi en χ^2 à un degré de liberté. Ceci est probablement dû au fait que le nombre des résonances p que nous détectons compense, dans une certaine mesure, le nombre de résonances s dont nous manquons.

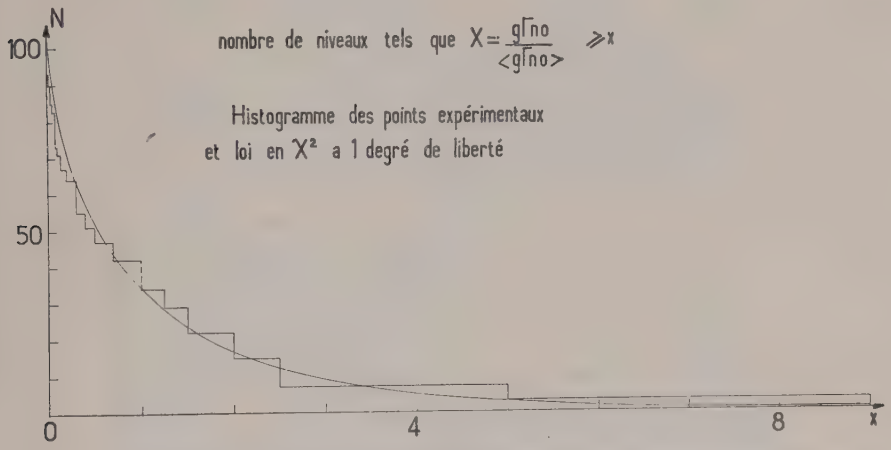

Fig. 12. Distribution des largeurs réduites de diffusion pour les résonances du cobalt.

4.2. MANGANÈSE

Le manganèse a été étudié [4]) de 0 à 80 keV. La base avait une longueur de 103 m et la résolution variait de 0.6 ns/m à 0.3 ns/m suivant le domaine d'énergie. Nous avons utilisé des échantillons de trois épaisseurs différentes

$$n = 1.29 \cdot 10^{-2}, \qquad n = 2.96 \cdot 10^{-2}, \qquad n = 9.45 \cdot 10^{-2} \text{ atome/b.}$$

La fig. 13 présente un exemple de courbes de transmission obtenues. Sur la fig. 14, qui montre le nombre de niveaux détectés en fonction de l'énergie, on voit que l'on commence à perdre des niveaux de façon notable à partir de 60 keV. Nous avons analysé les paramètres des résonances comprises entre 15 keV et 80 keV. La fig. 15 montre un exemple d'ajustement de la courbe calculée aux joints expérimentaux. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2. Ils ne sont pas toujours en accord avec ceux du groupe de Karlsruhe [7]).

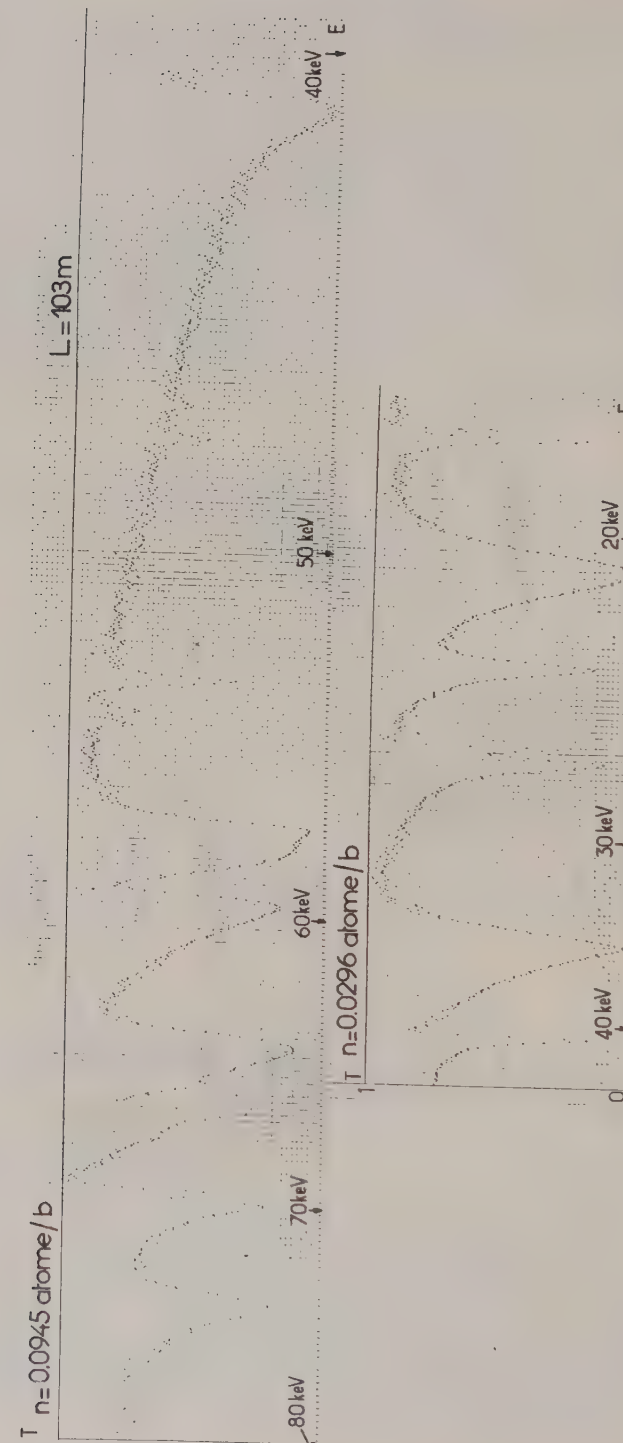

Fig. 13. Courbe représentant la transmission de différents échantillons de manganèse en fonction de l'énergie des neutrons.

La fig. 16 indique la variation de la quantité $\sum_0^E g\Gamma_n^0$ en fonction de E. On voit que la pente est sensiblement constante, ce qui indique que S_0 est constant dans le domaine d'énergie étudié. S_0 est sensiblement égal pour les deux états de spin et la valeur moyenne est égale à

$$S_0 = (4.08^{+1.0}_{-0.7}) \cdot 10^{-4}\ \mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}}.$$

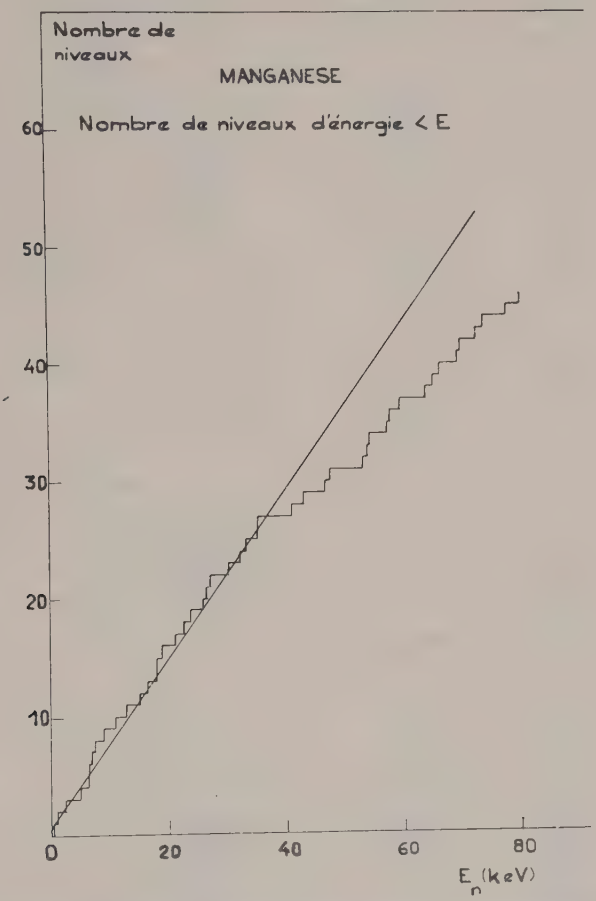

Fig. 14. Histogramme représentant le nombre de résonances du manganèse détectées, en fonction de l'énergie des neutrons.

Nous trouvons également $R' = 3.6 \pm 0.4$ fm. En mesurant la section efficace totale moyenne, l'équipe de Duke trouve

$$S_0 = (4.50 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}\ \mathrm{eV}^{-\frac{1}{2}},$$

$$R' = 5.4 \pm 0.5\ \mathrm{fm}.$$

Si les valeurs de S_0 sont en accord, il y a une nette différence pour les valeurs de rayons de diffusion.

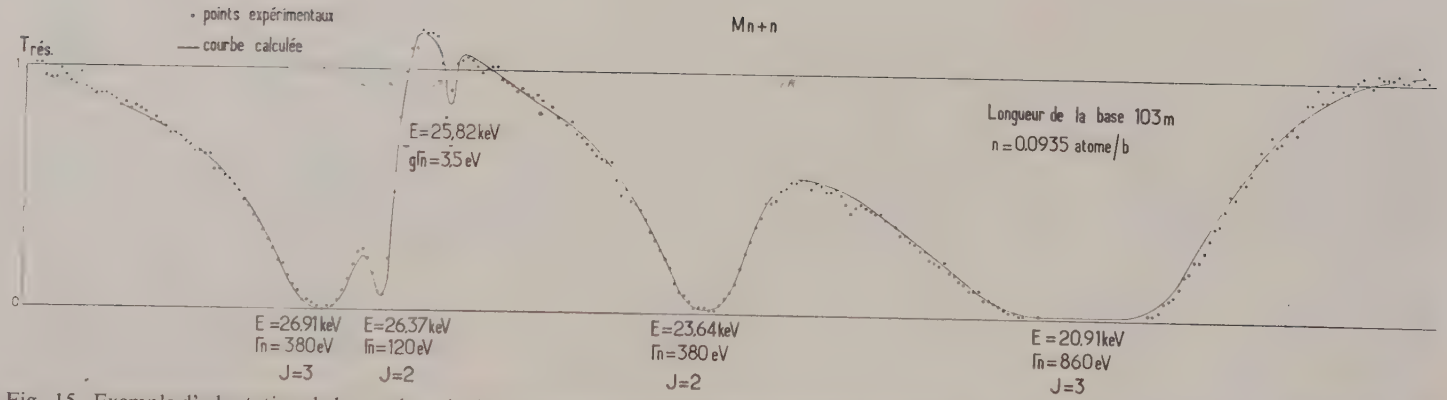

Fig. 15. Exemple d'adaptation de la courbe calculée avec une formule à plusieurs niveaux, aux points expérimentaux représentant la transmission d'un écran de manganèse.

TABLEAU 2

^{55}Mn+n

E_0(keV)	J	$g\Gamma_n$(eV)	Γ_n(eV)	$g\Gamma_n^0$(eV$^{\frac{1}{2}}$)	Γ_n^0(eV$^{\frac{1}{2}}$)
0.337 [a])	2	9.32	22.4	0.51	1.22
1.098 [a])	3	8.5	14.6	0.26	0.44
2.370 [a])	3	1.68	404	3.46	8.31
4.932					
6.248					
6.318					
6.695					
7.176 [a])	2	177	425	2.10	5.04
8.884 [a])	3	216	370	2.31	3.96
10.875					
12.670					
14.912					
16.131					
17.774	(3)	6.4± 1	11	0.048	0.083
17.945	(2)	27 ± 4	65	0.20	0.485
18.769					
20.910	3	500 ± 20	860	3.47	5.95
22.58					
23.64	2	158 ± 15	380	1.03	2.47
25.82		3.5± 1		0.022	
26.37	2	50 ± 6	120	0.31	0.74
26.91	3	221 ± 22	380	1.35	2.31
30.19					
32.26					
33.28					
35.3		≈1500 ±200	≈8	≈8	
(doublet de spin)					
40.98	3	163 ± 16	280	0.80	1.38
43.13		1 ± 0.5		0.005	
46.82		5 ± 1.5		0.023	
47.52		8 ± 2		0.036	
53.28	2	33 ± 4	80	0.14	0.35
54.10		5 ± 1.5		0.021	
54.44		4.2± 1.4		0.018	
57.38	3	245 ± 25	420	1.02	1.75
58.06	2	396 ± 45	950	1.64	3.94
59.48	2	313 ± 35	750	1.28	3.08
64.13	3	466 ± 30	800	1.84	3.16
65.51		10 ± 2		0.04	
66.46	3	70 ± 8	120	0.27	0.47
69.47	2	70 ± 10	170	0.27	0.65
70.0	3	160 ± 25	270	0.60	1.02
72.7		7.5± 2		0.028	
73.88	2	416 ± 30	1000	1.53	3.68
78.0					
81.4					
Al ou Mg					
96.4					
98.7					
104.0					
105.4					
107.6					
111					
114					
116					
119					

[a]) Les paramètres de ces résonances sont ceux de l'équipe d'Argonne [10]).

5. Conclusion

Nous avons reporté, sur la fig. 17, les points représentant les valeurs des fonctions densité du cobalt et du manganèse ainsi que les points correspondant à des noyaux de masses voisines étudiés à Saclay [4]), à l'Université de Duke [8]) et à Oak Ridge [11]); les courbes sont obtenues par Buck et Perey [18]) à partir d'un calcul de modèle optique. Dans un cas, on ne tient compte que de la partie sphérique du potentiel; dans l'autre cas, on inclut les effets collectifs. On voit, sur cette figure, que les erreurs sur les fonctions densité (qui sont des erreurs dues au nombre encore insuffisant de réso-

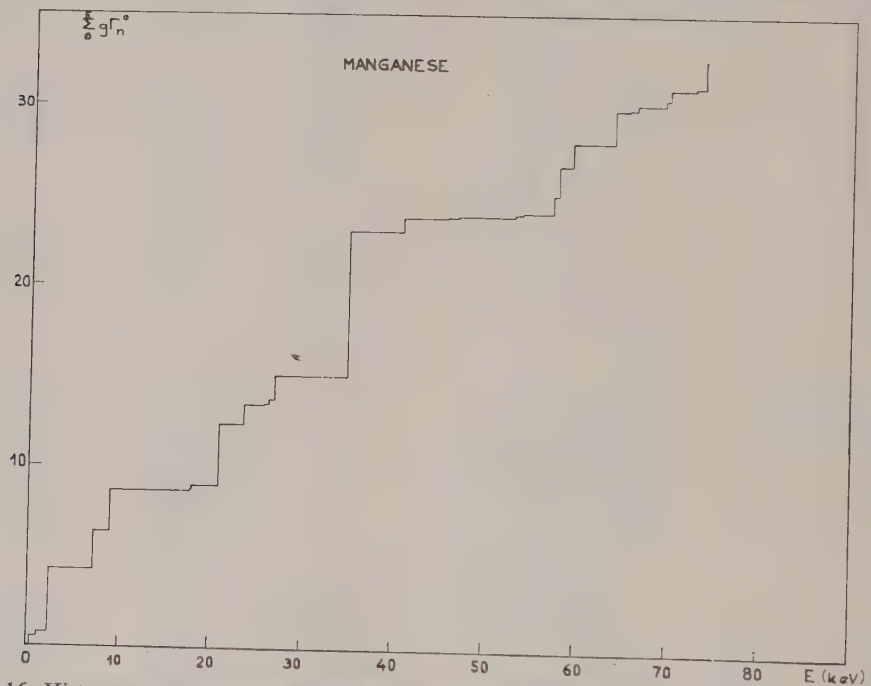

Fig. 16. Histogramme représentant, pour les résonances du manganèse, la quantité $\Sigma_0^E g\Gamma_n^0$ en fonction de l'énergie des neutrons.

nances analysées et non des erreurs de mesure) ne permettent pas de trancher entre les deux modèles dans cette région du nombre de masse.

Les valeurs [13,14]) de rayon de diffusion R' sont nettement inférieures à celles calculées aussi bien à partir d'un potentiel sphérique que d'un potentiel de noyau déformé (fig. 18).

5.1. VARIATION DE LA FONCTION DENSITÉ AVEC L'ÉNERGIE

Cette variation traduit l'existence de structures intermédiaires; nous avons observé une telle variation pour le cobalt. Si on considère les paramètres des résonances de noyaux de masses voisines publiés par le groupe de Duke [8]) on trouve que la fonction

densité varie du simple au double entre les intervalles d'énergie 0-300 keV et 300-600 keV pour le chrome 50; pour le nickel 58 la fonction densité entre 0 et 300 keV a une valeur double de celle entre 300 et 600 keV. Une variation de S_0 avec l'énergie a également été observée à Oak Ridge [11]) pour le ^{47}Ti et pour le ^{53}Cr.

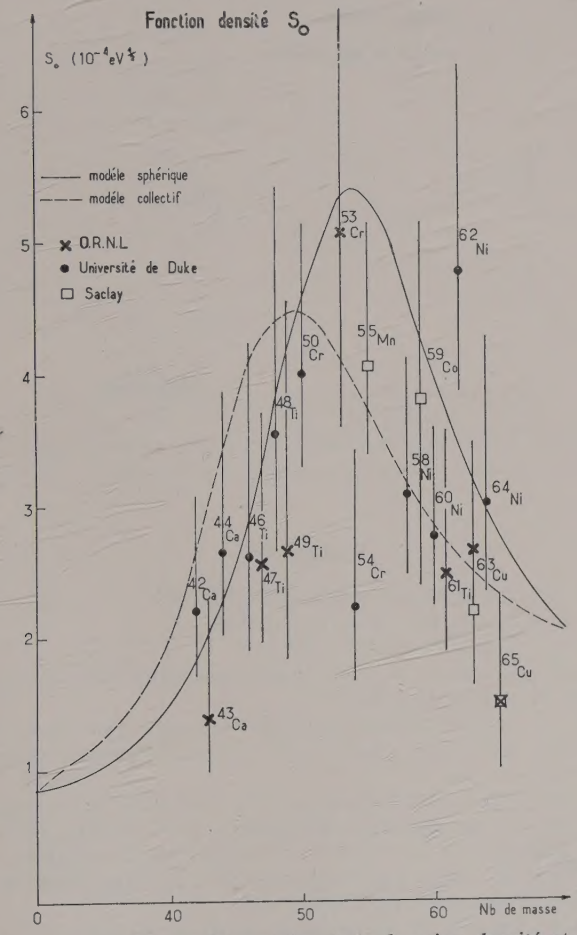

Fig. 17. Comparaison des valeurs expérimentales de la fonction densité et des valeurs calculées par Buck et Perey [12]).

L'étude de ces structures intermédiaires, qui nécessite l'analyse d'un très grand nombre de résonances, sera facilitée par la mise en service prochaine de nouveaux accélérateurs plus puissants permettant d'obtenir une meilleure résolution.

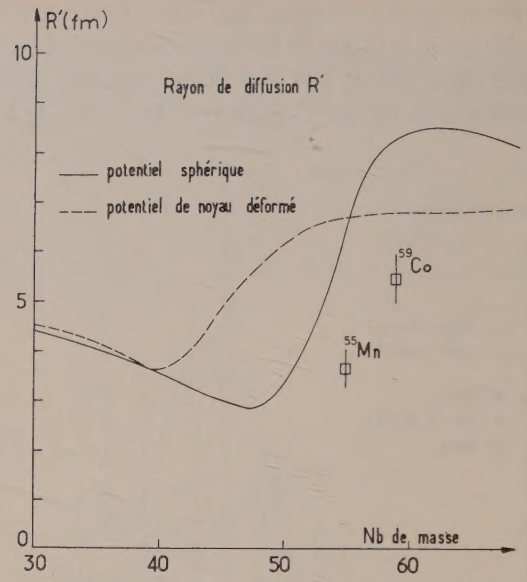

Fig. 18. Comparaison des valeurs de R' mesurées et des courbes calculées pour un potentiel sphérique [13]) et pour un potentiel déformé [14]).

Références

1) J. Humblet and L. Rosenfeld, Nuclear Physics **26** (1961) 529
2) E. P. Wigner and L. Eisenbud, Phys. Rev. **72** (1947) 29
3) J. Morgenstern *et al.*, Nuclear Physics **62** (1965) 529
4) J. Morgenstern *et al.*, Int. Conf. on the study of nuclear structure with neutrons, Antwerp (1965)
5) S. De Barros *et al.*, Phys. Lett. **23** (1966) 683
6) K. K. Seth, R. H. Tabony, E. G. Bilpuch and H. W. Newson, Phys. Lett. **13** (1964) 70
7) G. Rohr, E. Friedland and J. Nebe, Conf. sur les constantes nucléaires organisée par l'A.I.E.A. Paris (17-21 oct. 1966)
8) J. A. Farrell, E. G. Bilpuch and H. W. Newson, Ann. of Phys. **37**, No. 3 (1966)
9) A. P. Jain, R. E. Chrien, J. A. Moore and H. Palewsky, Nucl. Sci. Eng. **17** (1963) 319
10) R. E. Coté, L. M. Bollinger and G. E. Thomas, Phys. Rev. **134** (1964) B1047
11) W. M. Good, D. Paya, R. Wagner and T. Tamura, Phys. Rev. **151** (1966) 912
12) B. Buck and F. Perey, Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 444
13) E. J. Campbell, H. Feshbach, C. E. Porter and V. F. Weisskopf, MIT Laboratory for Nuclear Science, Technical Report No. 73 (1960)
14) D. M. Chase, L. Wilets and A. R. Edmonds, Phys. Rev. **110** (1958) 1080